

КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
Кафедра физики твердого тела

В.В. ПАРФЕНОВ, Р.Х. ЗАКИРОВ, Н.В. БОЛТАКОВА

КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В
ПОЛУПРОВОДНИКАХ.
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДИОД

Методическое пособие к лабораторной работе

Казань 2014

УДК 537.311.4
ББК В379.2

*Принято на заседании кафедры физики твердого тела
Протокол № 6 от 22 ноября 2014 года*

Рецензент:

канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры радиоэлектроники К(П)ФУ
Гусев Ю.А.

Парфенов В.В., Закиров Р.Х., Болтакова Н.В.

Контактные явления в полупроводниках. Полупроводниковый диод / В.В. Парфенов, Р.Х. Закиров, Н.В. Болтакова. – Казань: Казан. ун-т, 2014. – 20 с.

Методическая разработка предназначена для студентов, обучающихся по направлениям бакалавриата 03.03.02 «Физика» и 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника» при выполнении лабораторных работ по дисциплинам «Физика магнитных материалов и полупроводников», спецпрактикум, «Физика конденсированного состояния», «Физические основы микро- и наносистемной техники».

Пособие не освобождает и не ограничивает студента от обращения к другим источникам информации, в том числе рекомендованным в данном пособии, необходимым для выполнения лабораторных заданий, для подготовки к зачету и экзамену, поскольку не охватывает материал, вынесенный на самостоятельное изучение студентом.

© Парфенов В.В., 2014

© Закиров Р.Х., 2014

© Болтакова Н.В., 2014

© Казанский университет, 2014

Контактные явления в полупроводниках. P-n переход в состоянии термодинамического равновесия

В основе работы большинства приборов твердотельной электроники лежат неравновесные явления в полупроводниках, т. е. явления, для которых характерно существенное отклонение функции распределения носителей заряда – электронов и дырок от равновесной функции распределения: функции Ферми или функции Больцмана. Неравновесная функция распределения $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$, в отличие от равновесной функции f_0 , будет зависеть не только от энергии частиц, но и от координаты и (при нестационарных процессах) от времени. Этой неравновесной функции распределения будут соответствовать неравновесные концентрации носителей n, p . Они будут отличаться от термодинамически равновесных значений n_0, p_0 на величину избыточных концентраций

$$\begin{cases} \Delta n = n - n_0, \\ \Delta p = p - p_0. \end{cases} \quad (1)$$

Неравновесные и избыточные концентрации электронов и дырок также будут зависеть от координаты и времени. Если неравновесные концентрации зависят от координаты, то в полупроводнике возникнут т. н. диффузионные токи, пропорциональные градиентам концентрации неравновесных носителей заряда:

$$\begin{cases} j_n = -e_n D_n \nabla n, \\ j_p = -e_p D_p \nabla p. \end{cases} \quad (2)$$

В формулы (2) заряды электронов и дырок входят со своим знаком, коэффициенты диффузии D_n, D_p – положительные величины и связаны с подвижностями электронов и дырок соотношениями Эйнштейна:

$$D_n = \frac{kT}{e_n} \mu_n; \quad D_p = \frac{kT}{e_p} \mu_p. \quad (3)$$

Для описания неравновесных явлений в полупроводниках используется система уравнений, которая является модификацией известного из электродинамики уравнения непрерывности:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{e_n} \operatorname{div} j_n = G_n - R_n, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e_p} \operatorname{div} j_p = G_p - R_p, \end{cases} \quad (4)$$

где G_n, G_p, R_n, R_p – скорости генерации и рекомбинации неравновесных электронов и дырок. Для теории *контактных явлений* наибольший интерес представляет решение уравнений (4) при следующих граничных условиях:

$$E = 0; \quad G_i = 0; \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0; \quad R_i \neq 0. \quad (5)$$

Вышеприведенные граничные условия означают:

- токи в образце являются диффузионными (дрейфовые токи отсутствуют, поскольку отсутствует электрическое поле E);
- внешние факторы, вызывающие генерацию носителей, отсутствуют;
- концентрация неравновесных носителей постоянна во времени;
- скорость рекомбинации можно выбрать в виде: $R = \frac{\Delta n}{\tau_f}$ – так

называемая «линейная рекомбинация».

С учетом граничных условий (5) из (2) и (4) получим

$$-D_n \nabla^2 n = -\frac{\Delta n}{\tau_f} \quad (6)$$

или для «одномерного» случая

$$D_n \frac{\partial^2 (\Delta n)}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_f} = 0. \quad (7)$$

Для неравновесной концентрации дырок p уравнение запишется аналогично.

Решением уравнения (7) будет зависимость неравновесной (избыточной) концентрации носителей заряда от координаты x :

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right), \quad (8)$$

где $L_n = \sqrt{D_n \tau_f}$ – диффузионная длина носителей заряда (в данном случае – электронов), которая может быть интерпретирована как среднее расстояние, которое проходят неравновесные носители заряда до их рекомбинации с носителями противоположного знака. Само же уравнение (6) описывает процесс введения (*инжекции*) носителей заряда извне в данный объем полупроводника с последующей их рекомбинацией в этом объеме.

Инжекция носителей заряда может происходить в полупроводник из металла или другого полупроводника, приведенного в контакт с

исследуемым. В первом случае мы будем иметь дело с «контактом Шоттки». Во втором – с *p-n переходом*, если по обе стороны контакта расположены одинаковые по химической природе, но разные по типу проводимости полупроводники, или с *гетероструктурой*, когда справа и слева от контакта – разные по химическому составу полупроводниковые материалы. *Направление инжекции* зависит от соотношения *работ выхода* материалов, приведенных в контакт. Работа выхода W – это работа, которую требуется совершить для того, чтобы удалить электрон из твердого тела в окружающее пространство. И в металлах, и в полупроводниках работа выхода соответствует энергетическому интервалу от уровня Ферми до т.н. «уровня вакуума». Отличие между металлами и полупроводниками в том, что в металлах уровень Ферми проходит внутри разрешенной зоны и на нем, или вблизи него, реально находятся электроны. В полупроводниках же уровень Ферми чаще всего расположен в запрещенной зоне и электронов на нем нет, поэтому электроны «отбираются» из разрешенных зон полупроводника (валентной зоны и зоны проводимости) или же с примесных уровней. Но термодинамическое равновесие будет сохраняться в кристалле полупроводника только в том случае, если средняя энергия удаляемых электронов равна энергии Ферми F .

При контакте материалов с различной величиной работы выхода инжекция электронов всегда происходит *из материала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода*. В частности, для полупроводников, отличающихся только типом проводимости, работа выхода из полупроводника *p*-типа всегда больше, чем работа выхода из полупроводника *n*-типа (рис. 1, *а*), и при образовании *p-n* перехода электроны инжектируются из приконтактного слоя электронного полупроводника в приконтактный слой дырочного полупроводника.

При этом в *n*-области создается нескомпенсированный положительный объемный заряд, образованный ионизированными донорными примесями, а в *p*-области – отрицательный объемный заряд, образованный акцепторами, захватившими инжектированные электроны. Заряды в обеих областях распределяются в тонком слое около границы раздела (рис. 1, *б*). В слое практически отсутствуют свободные носители заряда – электроны и дырки, поэтому он будет обладать большим электрическим сопротивлением, существенно бóльшим, чем основной объем полупроводников *p* и *n*-типа. Двойной зарядовый слой носит название *обедненного*, *истощенного* или *запорного* слоя. В этом слое

возникает контактный потенциал $\phi(x)$ и контактное поле $E_K(x)$, такие, что создавшаяся контактная разность потенциалов ϕ_K (рис. 1, б) скомпенсирует разность работ выхода, и уровни Ферми в p - и n -областях (F_p и F_n соответственно) *окажутся равными* (рис. 1, г). При этом слои отрицательного и положительного зарядов имеют одинаковую поверхностную плотность заряда, но толщины их l_n и l_p могут быть различными.

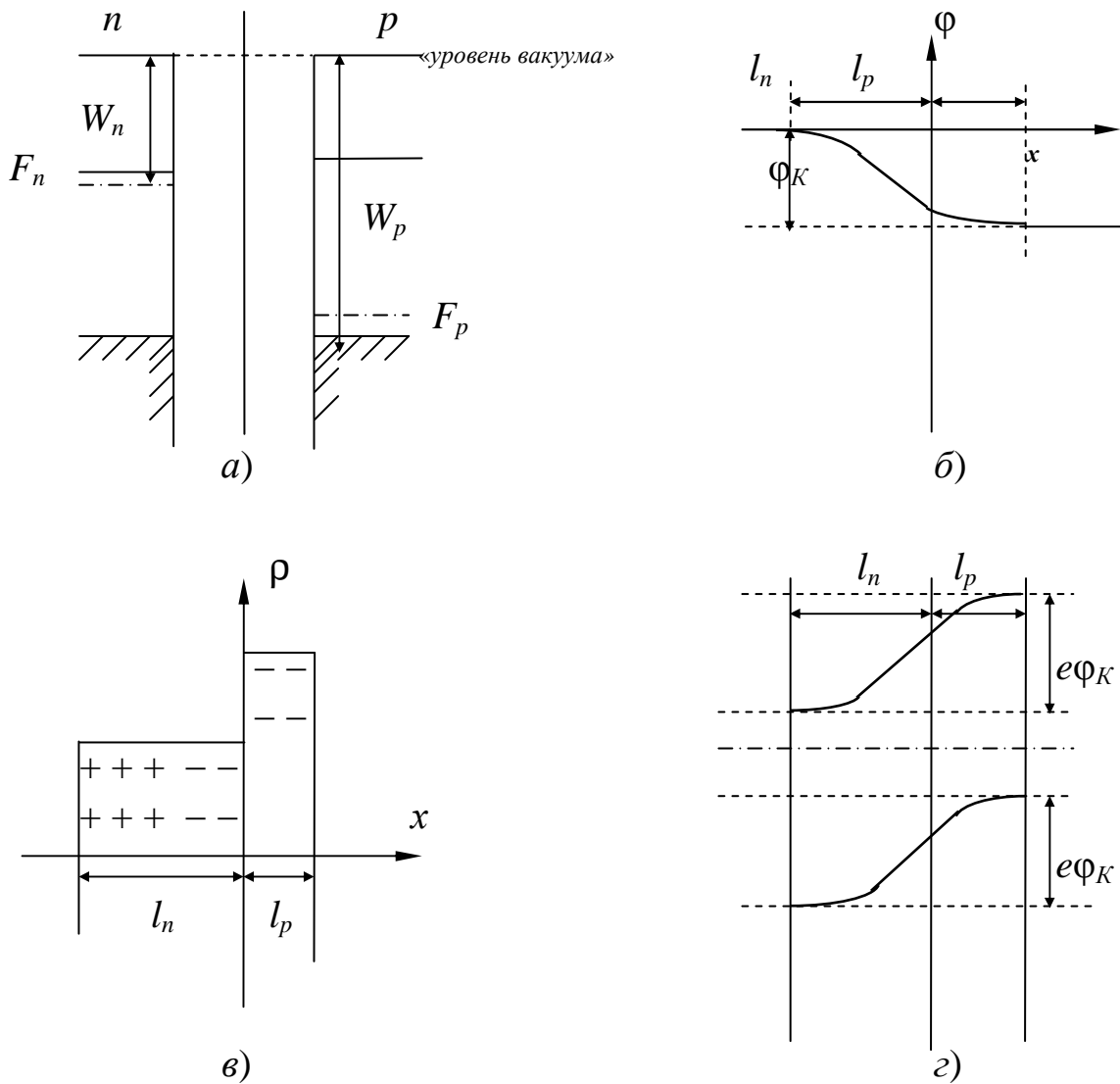


Рисунок 1. Работа выхода из полупроводников n и p -типа (а); распределение потенциала (б), заряда (в) и потенциальной энергии электронов (г) в p - n переходе

Для того чтобы найти распределение электрического поля и потенциала в обедненном слое ($\phi(x)$ и $E_K(x)$), запишем уравнение Пуассона. При этом будем считать, что распределение объемных зарядов по координате слева и справа от точки контакта можно представить в виде

ступенчатой функции, как это показано на рис. 1, б (резкий p - n переход). Второе допущение, которое мы сделаем, – то, что толщина слоя объемного заряда много меньше, чем размеры контакта по осям y и z .

При этих условиях уравнение Пуассона запишется в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{eN_d}{\epsilon\epsilon_0}, & l_n \leq x < 0, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0}, & 0 < x \leq l_p, \end{cases} \quad (9)$$

где N_d, N_A – концентрации донорных и акцепторных примесей;

ϵ, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость кристалла и диэлектрическая постоянная.

Распределение контактного поля по координате получим, интегрируя (9).

$$\begin{cases} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{eN_d}{\epsilon\epsilon_0}(x + l_n), \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0}(l_p - x). \end{cases} \quad (10)$$

Из (10) видно, что напряженность контактного поля E_K линейно зависит от координаты. Условие непрерывности поля на контакте (в точке $x = 0$) предполагает, что

$$N_d l_n = N_A l_p, \quad (11)$$

т. е. толщина слоя объемного заряда в каждой из областей полупроводника *обратно пропорциональна* концентрации примесей в этой области (уровню легирования).

Распределение в контакте электрического (контактного) потенциала и потенциальной энергии электронов получим после интегрирования (10)

$$\begin{cases} \varphi = \frac{1}{2} \frac{eN_d}{\epsilon\epsilon_0} (x + l_n)^2, \\ \varphi = -\frac{1}{2} \frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0} (l_p - x)^2 + \varphi_K. \end{cases} \quad (12)$$

Накладывая условие непрерывности потенциала в точке контакта (при $x = 0$), получим

$$\frac{1}{2} \frac{eN_d}{\epsilon\epsilon_0} l_n^2 + \frac{1}{2} \frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0} l_p^2 = \varphi_K. \quad (13)$$

Из (10) и (13) получаем соотношение, связывающее толщину слоя объемного заряда p - n перехода с высотой потенциального барьера:

$$l = l_n + l_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(N_d + N_A)}{eN_dN_A}}\sqrt{\Phi_K} = \beta\sqrt{\Phi_K}. \quad (14)$$

Двойной зарядовый слой будет обладать свойствами конденсатора – т. н. «барьерная емкость». В использованной нами модели барьерную емкость можно рассчитать по формуле, справедливой для емкости плоского конденсатора:

$$C_{\text{бар}} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{l}. \quad (15)$$

Отметим, что для гетероструктур некоторые из вышеизложенных положений будут несправедливы. В частности, для контакта из разных по химическому составу полупроводников не всегда будет выполняться условие $W_p > W_n$. Не будет также выполняться условие непрерывности потенциала – из-за разной ширины запрещенных зон полупроводников в точке их контакта будет наблюдаться скачок потенциала и потенциальной энергии электронов. «Одномерное» приближение, которым мы пользовались при выводе формул, будет некорректным при малых (~ 1 мкм) размерах контакта. Впрочем, это не скажется на справедливости основных выводов.

Внешнее смещение на p - n переходе.

Вольт-амперная и вольт-фарадная характеристики диода

Полупроводниковым диодом называется двухэлектродный прибор, основу которого составляет p - n переход. Обычно одна из областей p - n структуры диода, называемая эмиттером, больше обогащена примесями (сильнее легирована), чем другая область, называемая базой. База и эмиттер с помощью омических контактов соединяются с металлическими выводами, посредством которых диод включается в электрическую цепь. Основные характеристики и параметры диода определяются свойствами p - n перехода.

В состоянии термодинамического равновесия, т.е. даже в том случае, когда к p - n переходу не приложено внешнее смещение, через p - n переход могут протекать диффузионные токи основных носителей заряда – электронов из n -области в p -область и дырок из p -области в n -область. Плотности диффузионных токов электронов j_n^D и дырок j_p^D обуславливаются электронами и дырками, энергия которых достаточна

для преодоления контактного потенциального барьера $e\phi_K$. Контактное электрическое поле, направленное от n - к p -области, препятствует диффузионному переходу основных носителей и приводит к появлению дрейфового тока неосновных носителей. Плотности дрейфовых токов электронов j_n^E и дырок j_p^E обуславливаются неосновными носителями, возникающими вблизи перехода в результате тепловой генерации пар электрон-дырка и затягивания этих носителей контактным электрическим полем. При динамическом равновесии суммарный ток через p - n переход равен нулю, т.е. диффузионные токи компенсируются дрейфовыми токами.

$$j_n^D + j_p^D - j_n^E - j_p^E = 0. \quad (16)$$

Рассмотрим теперь p - n переход в неравновесных условиях, т.е. когда к нему приложено внешнее напряжение V . Начнем со случая, когда к p -области подключен «+» источника, а к n -области – «-», т.е. когда приложено внешнее напряжение в *прямом* направлении. Поскольку сопротивление запирающего слоя высоко, то падение напряжения будет происходить в основном в этой области. Вследствие этого потенциальный барьер уменьшится на величину eV (рис. 2, *а*). Уменьшение потенциального барьера приведет к увеличению потока основных носителей заряда, т.е. электронов из n - в p -область и дырок из p - в n -область. При этом поток неосновных носителей через переход практически не изменится, так как число электронов в зоне проводимости p -области (n_p) и число дырок в валентной зоне n -области (p_n) останется прежним, а высота потенциального барьера не имеет значения для движения неосновных носителей. Полный ток диода равен разности токов основных и неосновных носителей заряда.

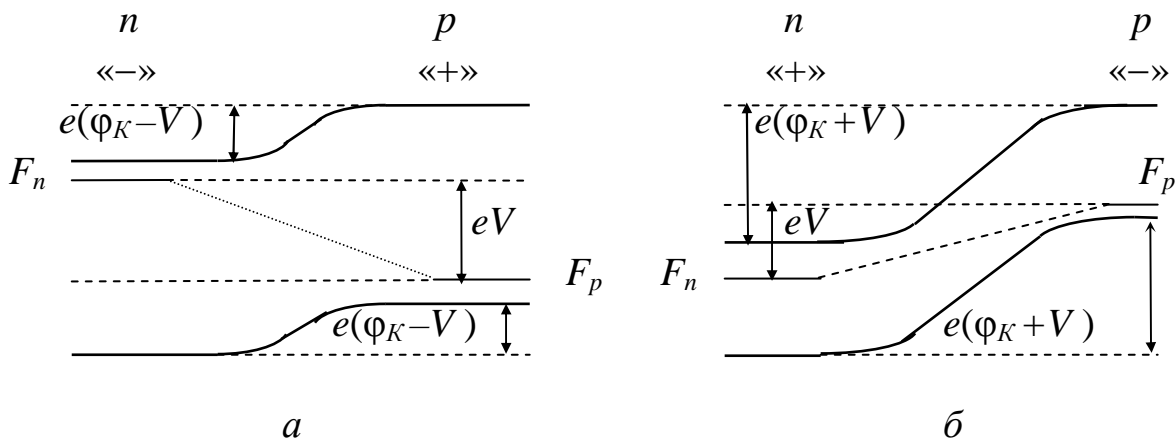


Рисунок 2. Потенциальная энергия электронов при прямом (*а*) и обратном (*б*) смещении на p - n переходе

В состоянии термодинамического равновесия на p - n переходе концентрация электронов в p -области равна

$$n_p = n_n \exp\left(-\frac{e\phi_K}{kT}\right). \quad (17)$$

При понижении потенциального барьера до величины $e(\phi_K - V)$ количество электронов в p -области составит

$$n' = n_n \exp\left[-\frac{e(\phi_K - V)}{kT}\right] = n_p \exp\frac{eV}{kT}. \quad (18)$$

Таким образом, в p -области вблизи контакта создается избыточная, по сравнению с равновесной n_p , концентрация электронов

$$\Delta n_p = n' - n_p = n_p \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (19)$$

Избыточные электроны будут диффундировать в p -область и рекомбинировать с подходящими дырками. Концентрация избыточных электронов в p -области будет спадать по закону

$$\Delta n_p(x) = (n' - n_p) e^{-\frac{x}{L_n}} = n_p \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_n}}, \quad (20)$$

где L_n – диффузионная длина, x – расстояние от запорного слоя. Плотность диффузионного электронного тока запишется тогда в виде:

$$j_n^D(x) = -eD_n \frac{\partial(\Delta n_p)}{\partial x} = e \frac{D_n n_p}{L_n} (e^{\frac{eV}{kT}} - 1) e^{-\frac{x}{L_n}}. \quad (21)$$

Таким образом, диффузионный ток электронов экспоненциально убывает по мере удаления от перехода. Но по мере уменьшения тока диффузии инжектированных электронов пропорционально нарастает рекомбинационный ток дырок, движущихся к p - n переходу от вывода p -области. В результате сумма токов инжекции и рекомбинации остается постоянной в любой точке полупроводника. Очевидно, величина плотности этого суммарного тока, обусловленного инжекцией электронов, равна плотности тока инжекции электронов и при $x = 0$, т. е.

$$j_n = j_n^D(0) = e \frac{D_n n_p}{L_n} (e^{\frac{eV}{kT}} - 1). \quad (22)$$

Аналогично вычисляется плотность тока через p - n переход, обусловленного инжекцией дырок из p -области в n -область:

$$j_p = e \frac{D_p p_n}{L_p} (e^{\frac{eV}{kT}} - 1). \quad (23)$$

Таким образом, полный ток через p - n переход будет равен

$$I = S(j_n + j_p) = eS \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (24)$$

где S – площадь поперечного сечения p - n перехода.

Рассмотрим теперь, что происходит, если к p - n переходу приложить напряжение V в запорном направлении (рис. 2, б). В этом случае концентрации электронов в зоне проводимости p -полупроводника n_p и дырок в валентной зоне n -полупроводника p_n вдали от p - n перехода остаются прежними, концентрация же электронов в n -области с энергией, достаточной для перехода в p -область, экспоненциально уменьшается и количество электронов в p -области составит

$$n' = n_p \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right). \quad (25)$$

Аналогично уменьшается концентрация дырок в p -области с энергией, достаточной для перехода в n -область.

В этом случае электроны будут вытягиваться (экстрагироваться) из p -области в n -область, а дырки – из n -области в p -область. «Обратный» ток диода, таким образом, будет составлять

$$I = eS \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}} \right). \quad (26)$$

Формулы (24) и (26) можно объединить в одну, если току и напряжению будем приписывать положительный знак, когда они направлены от p - к n -области, и отрицательный – для обратного направления. Тогда в обоих случаях

$$I = I_S \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (27)$$

где I_S – ток насыщения:

$$I_S = eS \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right). \quad (28)$$

Такое название этот ток получил вследствие того, что при обратном смещении $|eV| \gg kT$ экспонента в формуле (26) фактически превращается в ноль и ток диода перестает зависеть от внешнего напряжения.

Формула (27) описывает вольт-амперную характеристику (ВАХ) тонкого p - n перехода, т. е. перехода, толщина которого l много меньше диффузионных длин носителей заряда L_n, L_p (сплошная линия на рис. 3).

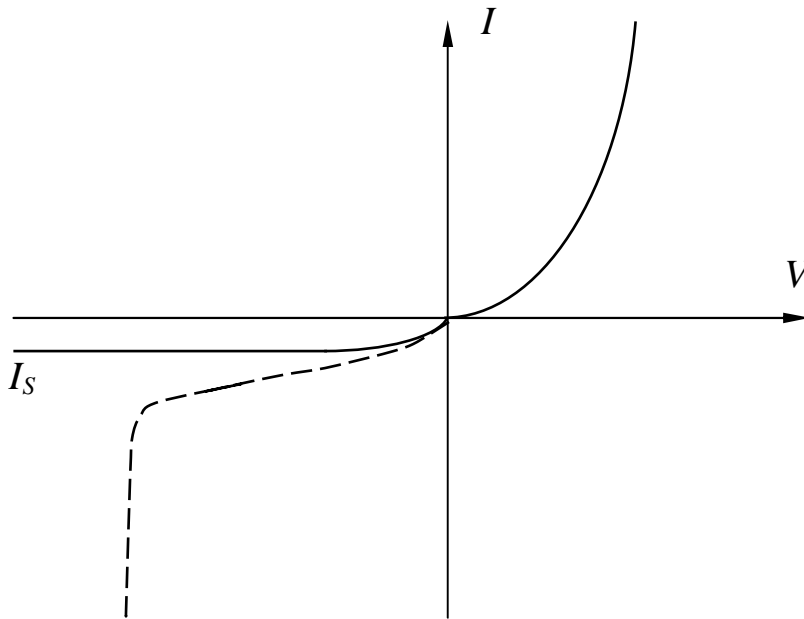


Рисунок 3. Вольт-амперные характеристики идеального (сплошная линия) и реального (пунктир) диодов

Реальная ВАХ полупроводникового диода показана на рисунке 3 пунктиром. Как видно, она отличается от теоретической кривой, причем отличия будут наблюдаться и при прямом, и при обратном смещении, что является следствием ряда причин, не учтенных при теоретическом анализе процессов в p - n переходе.

В области больших прямых токов становится существенным падение напряжения на омическом распределенном сопротивлении объема полупроводника и сопротивлении электродов. Это приводит к уменьшению напряжения на p - n переходе по сравнению с напряжением V , приложенным к диоду. Уравнение ВАХ диода в этой области можно записать в следующем неявном виде:

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{e}{kT}(V - I_D R)} - 1 \right), \quad (29)$$

где R – сопротивление объема полупроводника и электродов диода.

Во-вторых, при выводе формулы (27) мы не учитывали возможности рекомбинации носителей в самом переходе, т.е. в области его объемного заряда. Эти процессы следует учитывать, когда толщина слоя объемного

заряда становится сравнимой с диффузионными длинами носителей $l \approx L_n, L_p$. Это приведет к дальнейшей модификации формулы (29), которая теперь будет выглядеть как:

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{e}{3kT}(V - I_D R)} - 1 \right), \quad (30)$$

где $1 \leq \mathfrak{Z} \leq 2$.

В результате реальная характеристика идет ниже теоретической и оказывается почти линейной.

При больших обратных напряжениях ток через диод не остается постоянным, равным току насыщения I_S , как следует из соотношения (28), а медленно увеличивается. Одной из причин роста обратного тока диода является увеличение толщины p - n перехода $l = l_n + l_p$ с ростом обратного напряжения. При возрастании обратного напряжения на диоде этот объем будет увеличиваться, что и приводит к росту обратного тока. Другой причиной роста обратного тока диода является ток утечки по поверхности p - n перехода.

Когда обратное напряжение диода достигает некоторого критического значения, ток диода начинает резко возрастать (рис. 3). Это явление называется пробоем диода. Пробой сопровождается выходом диода из строя лишь в том случае, когда возникает чрезмерный разогрев перехода, приводящий к необратимым изменениям его структуры. Если же мощность, выделяющаяся в диоде, поддерживается на допустимом уровне, он сохраняет работоспособность. Для некоторых типов диодов пробой является основным рабочим режимом (например, для полупроводниковых стабилитронов).

Различают два основных вида пробоя p - n перехода: электрический и тепловой. При электрическом пробое количество носителей в переходе лавинно размножается за счет ударной ионизации атомов решетки электронами, которые в электрическом поле перехода могут приобрести достаточную для такой ионизации энергию. Для описания вольт-амперной характеристики диода в области лавинного пробоя применяется эмпирическая формула «коэффициента размножения»

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{\text{проб}}} \right)^{\gamma}}. \quad (31)$$

Показатель степени γ зависит от природы полупроводника и в некоторых полупроводниковых материалах может достигать значений

$\gamma \approx 5$. Это приводит к быстрому росту коэффициента M при приближении внешнего смещения к критической величине $V_{\text{проб}}$.

«Тепловой» пробой диода возникает вследствие разогрева перехода проходящим через него током при недостаточном теплоотводе. Мощность, подводимая к переходу, равна $V_{\text{обр}} \cdot I_{\text{обр}}$. При отсутствии эффективного теплоотвода эта мощность идет на нагрев перехода. При этом растет термогенерация носителей и, следовательно, обратный ток. Это, в свою очередь, приводит к увеличению подводимой мощности, к новому возрастанию температуры и т. д.

На ВАХ диода оказывает существенное влияние температура. При увеличении температуры резко возрастает концентрация неосновных носителей в полупроводнике и, как следствие, обратный ток перехода. Учитывая, что $n_p \sim e^{-E_g/kT}$ и $p_n \sim e^{-E_g/kT}$, где E_g – ширина запрещенной зоны, зависимость ВАХ диода от температуры можно записать в виде

$$I(T) = I_S(T) \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (32)$$

где

$$I_S(T) = \text{const} \cdot e^{\frac{-E_g}{kT}}. \quad (33)$$

Зависимость барьерной емкости p - n от внешнего смещения на нем называется вольт-фарадной характеристикой (ВФХ). Толщина слоя

объемного заряда, согласно формуле (14), будет зависеть от внешнего смещения V : при обратном смещении

$$l = \beta \sqrt{\varphi_K + |V|}, \quad (34)$$

при прямом

$$l = \beta \sqrt{\varphi_K + |V|}. \quad (35)$$

Тогда емкость перехода будет зависеть от внешнего смещения, как

$$\frac{1}{C} \sim \sqrt{|V|}, \quad (36)$$

и в координатах $1/C^2 = f(V)$ будет представлять прямую линию, пересекающую ось ординат в точке, соответствующей собственной барьерной емкости p - n перехода.

Контрольные вопросы

1. Какой из коэффициентов диффузии (для электронов или дырок) будет больше при фиксированной температуре?
2. Работа выхода из металла $W_m=1,5$ эВ, концентрация электронов в нем $n_m = 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, работа выхода из полупроводника n -типа $W_{ns}=2,5$ эВ, концентрация электронов в нем $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В каком направлении будут инжектироваться электроны при контакте этих веществ?
3. Как будут зависеть от координаты электрическое поле E и потенциал ϕ в т.н. «плавном» p - n переходе с распределением объемного заряда $\rho \sim x$?
4. В чем причины отличия прямой ветви ВАХ реальных диодов от прямой ветви ВАХ идеального диода?
5. В чем причины отличия обратной ветви ВАХ реальных диодов от обратной ветви ВАХ идеального диода?

Описание установки

Устройство выполнено в виде конструктивно законченного изделия. В нем применена однокристалльная микро-ЭВМ с соответствующими дополнительными устройствами, позволяющими производить установку величины и полярности напряжения, подаваемого на p - n переход образца, измерение емкости p - n перехода и тока через него в зависимости от приложенного напряжения. Органы управления и индикации размещены на передней панели устройства (рис. 4).



Рисунок 4. Общий вид лабораторной установки

Назначение кнопок:

«+», «-» и «СБРОС» – регулирование напряжения и установка его в ноль (при этом при кратковременном нажатии происходит установка единиц, а при длительном – десятков, переключение диапазонов происходит автоматически);

«ВАХ–ВФХ» – установка соответствующего режима работы;

«ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ» – установка режима работы при снятии ВАХ;

Назначение индикаторов:

«В» – индикация значения величины регулируемого напряжения;

«mA μA pF» – индикация единиц измерения и величины измеряемых значений тока или емкости в процессе работы;

«ВАХ–ВФХ» – индикация установленного режима работы;

«ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ» – индикация установленного режима работы при снятии ВАХ.

Принцип действия установки основан на измерении тока через $p-n$ переход или емкости $p-n$ перехода при фиксированных значениях напряжения.

Порядок выполнения работы

В данной работе необходимо измерить вольтамперные характеристики при прямом и обратном направлении протекающего через переход тока (далее – ВАХ, ВАХ-прямая и ВАХ-обратная, соответственно) и вольт-фарадную (далее – ВФХ) характеристику p - n перехода.

1. Подключите сетевой шнур к сети и включите установку выключателем «СЕТЬ» на задней панели устройства (при этом на индикаторах «В» и «мА мкА пФ» должны установиться нули и светиться индикаторы «ВАХ» и «ПРЯМАЯ»).

2. Дать прогреться прибору в течении 5 мин.

3. Выберите образец диода, характеристики которого будут исследоваться.

4. Устанавливая с помощью кнопок «+» и «-» необходимые значения напряжения на p - n переходе и считывая при этом с индикатора «мА мкА пФ» значения прямого тока через переход, подготовьте данные для построения прямой ветви вольт-амперной характеристики. Измерения проводить до значения тока 10 мА. По окончании измерений нажмите кнопку «СБРОС».

5. Нажмите кнопку «ПРЯМАЯ – ОБРАТНАЯ» для включения режима ОБРАТНАЯ.

6. Устанавливая с помощью кнопок «+» и «-» необходимые значения напряжения на p - n переходе и считывая при этом с индикатора «мА мкА пФ» значения обратного тока через переход, подготовьте данные для построения обратной ветви вольт-амперной характеристики. Измерения проводить до значения напряжения -30 В. По окончании измерений нажмите кнопку «СБРОС».

7. Нажмите кнопку «ВАХ–ВФХ» для включения режима ВФХ.

8. Устанавливая с помощью кнопок «+» и «-» необходимые значения напряжения на p - n переходе и считывая при этом с индикатора «мА мкА пФ» значения емкости перехода, подготовьте данные для построения вольт-фарадной характеристики. По окончании измерений нажмите кнопку «СБРОС».

9. Нажмите кнопки «ВАХ–ВФХ» и «ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ» так, чтобы светились «ВАХ» и «ПРЯМАЯ».

10. Подключите к устройству второй образец и повторите предыдущие действия для построения характеристик второго образца.

11. Подключите к устройству третий образец и повторите предыдущие действия для построения характеристик третьего образца.

12. По окончании работы необходимо отключить питание установки выключателем «СЕТЬ», отключить сетевую вилку от питающей сети.

Литература

1. Пикус, Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов [Текст] / Г. Е. Пикус. – М.: Наука, 1965. – 628 с.

2. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов [Текст] / С. Зи. – М.: Мир, 1984.

3. Пасынков, В. В. Материалы электронной техники [Текст] / В. В. Пасынков, В.С. Сорокин – М.: Лань, 2003. – 368 с.

4. Парфенов, В. В. Физика полупроводников (элементы теории, руководство и задания к лабораторным работам): учеб.-метод. пособие для студ. физ. ф-та [Текст] / В. В. Парфенов, Р. Х. Закиров. – Казань: Физический факультет Казан. гос. ун-та, 2001. – 60 с. – Режим доступа: http://old.kpfu.ru/f6/k5/bin_files/29.pdf, свободный.

5. Парфенов, В. В. Физика полупроводниковых приборов (элементы теории, руководство и задания к лабораторным работам): метод. пособие для студ. физ. ф-та [Текст] / В. В. Парфенов, Р. Х. Закиров, Н. В. Болтакова. – Казань: Физический факультет Казан. гос. ун-та, 2004. – 56 с. – Режим доступа: http://old.kpfu.ru/f6/k5/bin_files/30.pdf, свободный.

Содержание

	стр.
Контактные явления в полупроводниках. P - n переход в состоянии термодинамического равновесия	3
Внешнее смещение на p - n переходе. Вольт-амперная и вольт-фарадная характеристики диода	8
Контрольные вопросы	15
Описание установки	15
Порядок выполнения работы	17
Литература	18

Учебное издание

**Парфенов Виктор Всеволодович,
Закиров Рифгат Хусниевич
Болтакова Наталья Викторовна**

**КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ.
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДИОД**

Методическое пособие к лабораторной работе